



TITLE:

反転層における超伝導の新しい機構(「表面電子系の理論」報告,基研短期研究会)

AUTHOR(S):

高田, 康民

CITATION:

高田, 康民. 反転層における超伝導の新しい機構(「表面電子系の理論」報告,基研短期研究会). 物性研究 1976, 26(3): C74-C76

ISSUE DATE:

1976-06-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/89182>

RIGHT:

反転層における超伝導の新しい機構

東大理・物理 高 田 康 民

S. Kawaji et al.¹⁾ は InAs 反転層で超伝導のゆらぎの理論で説明され得る現象を指摘し、その平均場近似での転移温度 T_{c0} は約 2.7 °K と見積っている。然るに、フォノン機構で T_{c0} を評価すると、 $T_{c0} \ll 1^\circ\text{K}$ である。これを簡単に見る為に、フォノンを交換する事による電子間引力を最低次の近似で求めたもの（図 1 参）と 1 スピン当りのフェルミ面での状態密度 $N(0)$ との積 λ_0 を、フェルミ面近傍 ($\omega \sim 0$) で評価してみる。

まず、極性結合をする L.O. フォノンを交換する場合には $\lambda_0^{\text{L.O.}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\kappa}{q} \cdot \left(1 - \frac{\epsilon_\infty}{\epsilon_0}\right) F(q/b)$ である。ここで、 κ は遮蔽定数、 ϵ_0 、 ϵ_∞ は、夫々、静的及び光学的誘電率であり、III-V 族化合物半導体では、 $1 - \frac{\epsilon_\infty}{\epsilon_0} \simeq \frac{1}{5}$ である。 F は、形状因子であって、反転層が厚さ b^{-1} をもつ効果を考慮したものである。これを $q \sim \kappa$ として評価すると、 $\lambda_0^{\text{L.O.}} \simeq 0.03 \sim 0.06$ である。

この他、変形ポテンシャル結合では $\lambda_0^{\text{def.}} \simeq 0.01 \sim 0.02$ 、ピエゾ結合では、 $\lambda_0^{\text{piezo}} \simeq 10^{-4}$ となる。一方、B.C.S. の公式 $T_{c0} \simeq \omega_D e^{-\lambda_0}$ において、デバイ振動数 ω_D を 100 °K とすると、 $T_{c0} \simeq 1^\circ\text{K}$ となるには、 $\lambda_0 \sim 0.2$ が必要である。従って、フォノン機構では $T_{c0} \simeq 1^\circ\text{K}$ は、期待されない。これは、電子の有効質量が $0.1 \sim 0.01 m_e$ と小さく、従って、 $N(0)$ が小さくなる為である。

そこで、 $N(0)$ の小ささを克服するような強い結合定数をもつ機構がありうるか、どうかを探る。まず、図 2 - (a) は、単一のサブバンドに電子が詰っている状態の励起スペクトルである。このうち、クーパー対を組むのは、個別励起を担う部分なので、クーパー対の間に介在するモードは必ず、個別励起領域にないといけない。例えば、図 2

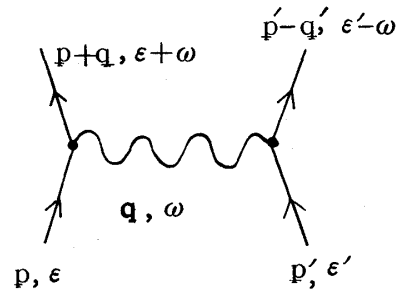


図 1

(a) に LO フォノンを入れると、図 2-(b) の様になるので、L.O. フォノンは超伝導をひきおこす機構となり得る。ところで、二個のサブバンドに電子が詰る場合には、図 2-(c) に示す様に、上のサブバンドのプラズモンを下のサブバンドの電子が遮蔽する音響型プラズモン (A.P.) が存在し得る。しかも、それは、下のサブバンドの電子に対しては、個別励起領域にあるので、A.P. 機構による超伝導が可能である。

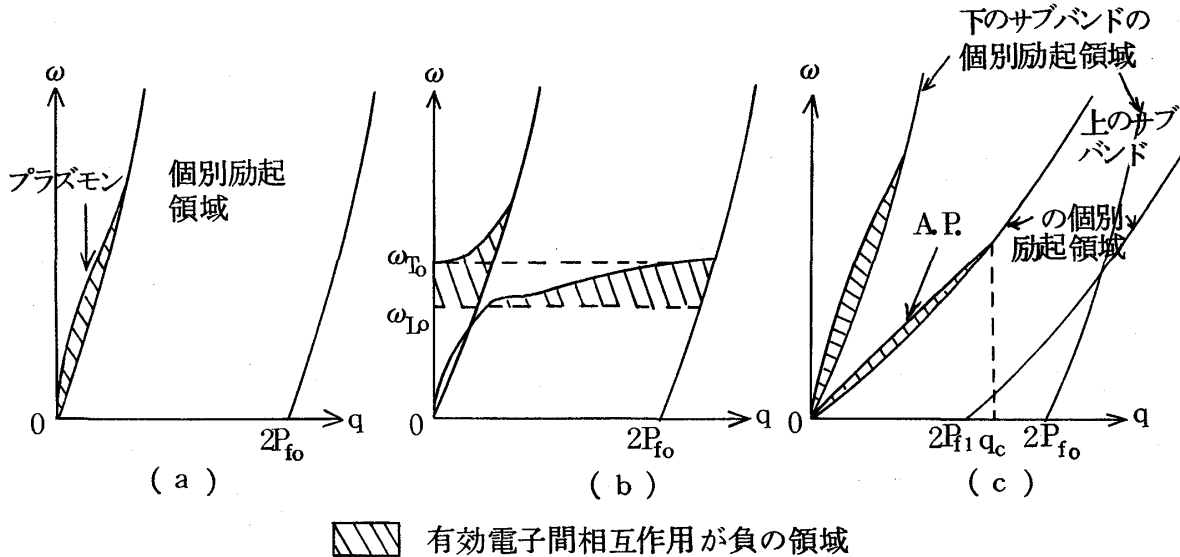


図 2

但し、上のサブバンドは、下のそれに対して、A.P. を与える媒質の役割を果たすだけで、超伝導にはならない。この時、A.P. 機構による λ_0 は、 $\lambda_0^{A.P.} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\kappa}{q} \cdot F(q_b)$ となる。(図 3 参) ところで、図 2-(b) と図 2-(c) を比べると、L.O. フォノンでは、 $0 \leq q \leq 2P_{f0}$ (P_{f0} : フェルミ運動量) の範囲でモードがあるのに対し、A.P. では、 $0 \leq q \leq q_c$ の範囲にしか、モードがない。従って、クーパー対が、A.P. を媒介として散乱する場合には、散乱角度が制限され、 λ_0^{LO} と比べるべき量は、 $\bar{\lambda}_0^{A.P.} = \frac{q_c}{2P_{f0}} \cdot \lambda_0^{A.P.} \simeq 0.1 \sim 0.3$ となる。

以上の考察のもとに、クーロン斥力も含めて、有効電子間相互作用を R.P.A. 近似

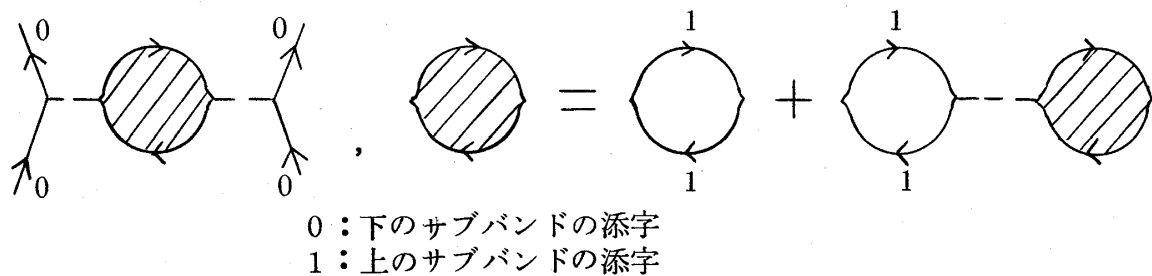


図 3

で求め、その S 波成分と $N(0)$ との積を計算して、A.P. を媒介とする引力部分 $\lambda^{A.P.}$ と、クーロン斥力 μ^* とを評価した。その結果、 $\lambda^{A.P.}$ と μ^* との比較から、有意な T_{c0} (0.1°K 以上) が出るのは、かなり難しい事が解ったが、次の様な条件を満たす様になると、有意な T_{c0} が期待できる。

- (1) 電子が多重のサブバンドを占め、そのうち、一番上のサブバンドが A.P. を与える事。
- (2) 散乱角度制限因子 $\frac{q_c}{2P_f}$ が大きい事。ここで、 $q_c \sim 0.4 \sqrt{\kappa_{ap} b_{ap}}$ であって、 κ_{ap} , b_{ap} は、A.P. を与えるサブバンドの遮蔽定数、 b 因子である。
- (3) 形状因子 F が大きい事。即ち、 $\frac{P_f}{b}$ が大きい事。

このうち、(1) は、超伝導になりうるサブバンドの数が多い程、フェルミ面 付近の状態密度が増え、その分だけ、超伝導が起り易いという条件である。尚、これらの条件は、お互いに矛盾するものではなく、例えば、GaAs, InAs 等の III-V 族において、伝導帯の Γ 点の谷に出来るサブバンドを多重に占める軽い電子系が、X 点、或いは、L 点の谷に出来る重い電子のサブバンドの A.P. を媒介とする状況を考えると、有意な T_{c0} をもつ事が期待される。

参 考 文 献

- (1) S. Kawaji, S. Miki, & T. Kinoshita, J. Phys. Soc. Japan 39 (75) 1631